

電弱理論と Z 粒子

宮 本 道 子

Summary

Electroweak theory and the Z

MIYAMOTO Michiko

I summarized an introduction of "Electron-Positron Physics at the Z" written by Prof. D. R. Ward and others.

In late 1960s, the unified theory of the electromagnetic and weak interaction was developed. Quantum Chromodynamics (QCD) is constructed by this electroweak theory, together with the related theory of strong interaction, forms the basis of their current understanding of fundamental particle interactions. These theories are referred to as Standard Model.

An essential prediction by Standard Model was the existence of an uncharged weak boson Z.

They built colliders and detectors to test these predictions of Standard Model. Large Electron-Positron storage ring (LEP) observed about 20 Z at the first run of this machine in July and August, 1989.

D.R.Ward 教授他著の “Electron-Positron Physics at the Z” の序論のところをまとめてみました。

§ 1 電弱理論と Z 粒子

1.1.1 スタンダードモデル

物理学の歴史を通して、統一の思想が力強い影響力を持ってきた。あらゆる物理学者に親しまれている例は、ニュートンの重力と、重力と慣性質量の間の同等性の彼の評価からの結果である力との統一と、マックスウェルの電氣的現象と磁氣的現象の統一である。1960年代の後半に発展した、電磁的相互作用と弱い相互作用の統一理論は、同様に将来に向う重要な歩みを代表している。この電弱理論と強い相互作用の関係付けられた理論を含める、量子色力学(QCD)は我々の現代の素粒子の相互作用の理解の基礎をなしており、これら理論は集会的に、スタンダードモデルとして参照されている。

確立されるべきスタンダードモデルの最初の部分は、電磁的相互作用の理論、量子電気力学(QED)であった。これは、量子力学と特殊相対性原理の間の融合を要求した。量子力学のものととの発見ののち、満足出来る理論として現われるのに、長い時間がかかった。主な問題は、非常に最も簡単である過程を超える過程が考えられるやいなや、無限大が生じたということである。例えば、2つの電子の間の電磁的散乱は、Fig1.1に示されているように、電磁場の仮想的量子、すなわち光子の交換を通しての進行とみなされうる。しかしながら、もし人が、1個以上の光子の交換又は、電子からの付加的な光子の放射を考えるならば、無限大が生ずる。究極的に、これら発散を矛盾のない仕方で扱う方法(くりこみとして知られている)が、ファインマン、シュウィンガー、朝永によって1940年代後半に展開され、QEDの理論が導かれた。そのときから、絶えず増加する精度で、最もよく知られているのは、原子スペクトルのラムシフトの測定と、電子とミューオンの異常磁気能率の測定を通して確かめられてきた。

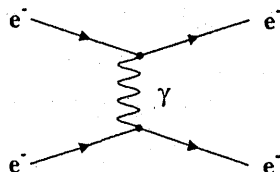


Figure 1.1. Feynman diagram for electron-electron scattering via virtual photon exchange.

QEDの大きな成功によって、それは、自然に、強い核力と弱い核力の理論に対する範例になっている。1.2節に記述されているように、QEDの重要な1つの見地は、ゲージ不変の性質であり、交換粒子である光子がゲージボゾンと呼ばれていることである。このゲージ対称性が、よく知っている理論のくりこみ可能性と関連付けられることが理解された。それ故、ゲージ対

称性に基づく弱い相互作用の理論を探索することは、自然なことである。1950年代において、フェルミによって確立された、弱い相互作用の理論は、Fig 1.2に示されているように、4個のフェルミオンの間の点状相互作用として、それらを扱っている。結合の強さは、フェルミ結合定数と呼ばれ、 G_F であらわされる。弱い相互作用はパリティの操作のもとに不変ではないことが発見され、そしてフェルミ理論は、フェルミオンの左巻きヘリシティ状態のみが（そして反フェルミオンの右巻き状態）が弱い相互作用に関係することを仮定することによって、これを組み入れることを採用した。このモデルは、低エネルギーの弱い相互作用を記述するのに高度に成功したがしかし、非常に高いエネルギーにおいて、ある断面積が受け入れがたい速さで大きくなることが知られていた。この問題は、QEDに類似した交換図式において弱い相互作用を記述することによって軽減されるであろうが、しかし低エネルギーでの相互作用の明らかな点状の性質を説明するために、交換すべき、大変重い（ $\sim 100\text{GeV}$ ）粒子が要求された。このことは、ゲージ不変に基づく理論に対して、質量のないゲージボソンを要求すると思われていた問題を提供した。本質的な進歩がヒッグズ機構の開発によってなされ、このことは、低エネルギーにおいて理論の根底にあるゲージ対称性が破られるかもしれないし又、ゲージボソンが質量を持つかもしれないという仕方を与える。これは、1967年～1968年に出現し、グラショウによって初期の仕事が確立された、ワインバーグとサラームの統一された電弱モデルへの道を開いた。我々はこのモデルの主な特色を1.2節で紹介しよう。本質的な予言は中性の弱い相互作用をするボソン、Zの存在であったが、このことに対して、その時は、実験的証拠はなかった。Zの研究は、この本の主題の一つである。

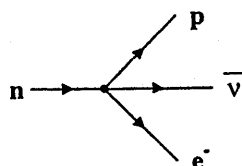


Figure 1.2. The four-fermion Fermi interaction.

1950年代と1960年代の強い相互作用をする物理学の研究は、ハドロンと呼ばれる強い相互作用をする粒子の数の増加の発見によって支配された。分類の体系があきらかに要求され、そしてこれは、SU(3)色対称性の考えを与え、そして究極的に、ハドロンがそれらから作られる構成子としてのクォークの仮定を導いた。1960年代後半における、SLACでの陽子からの高エネルギー電子の散乱を研究する実験は、ハドロンの内部に、クォークに対する期待された性質を持つ、点状の帯電した構成子が存在する、最初の証拠を与えた。そのすぐ後、1973年頃に、クォークの相互作用の理論、QCDが開発された。QCDの主な特色とその理論のテストは、第3章にまとめられている。

電弱理論とQCDは一緒にスタンダードモデルを形成している。表1.1には、スタンダードモデルの構成子を表にした。弱い相互作用と電磁的相互作用の両方に従う、3個の帯電したレプトンが、対応して弱い相互作用のみをするニュートリノを含めて存在する。すべての相互作

Table 1.1. Fundamental constituents in the Standard Model. The quark masses are not straightforward to define

Fermions $J = \frac{1}{2}$					
Leptons			Quarks		
	charge	mass		charge	mass
ν_e	0	$<15 \text{ eV}$	u	$+\frac{2}{3}$	$2-8 \text{ MeV}$
e^-	-1	0.511 MeV	d	$-\frac{1}{3}$	$5-15 \text{ MeV}$
ν_μ	0	$<170 \text{ keV}$	c	$+\frac{2}{3}$	$1.0-1.6 \text{ GeV}$
μ^-	-1	105.7 MeV	s	$-\frac{1}{3}$	$100-300 \text{ MeV}$
ν_τ	0	$<24 \text{ MeV}$	t	$+\frac{2}{3}$	$175 \pm 6 \text{ GeV}$
τ^-	-1	1.777 GeV	b	$-\frac{1}{3}$	$4.1-4.5 \text{ GeV}$

Gauge bosons $J^P = 1^-$	
	mass
γ	0
W^\pm	$80.33 \pm 0.15 \text{ GeV}$
Z	$91.186 \pm 0.002 \text{ GeV}$
g (gluons)	0

Higgs boson $J^P = 0^+$	
	mass
H	$>66 \text{ GeV}$

用をする、クォークの3つの対があり、それぞれは3つの色状態にある。すべてのこれらフェルミオンに対応する反粒子が存在する。これらは3つのフェルミオンの世代又は家族があるといわれる；世代の数を3つに制限した根拠は、2.3.6節と6.3節に記述されている。力を仲介するゲージボソンは光子であり、 W^\pm とZは弱い相互作用に対してであり、8個のグルーオンは強い相互作用に対してである。すべてのこれらの粒子は知られているが、しかし ν_τ に対する証拠は間接的であるのみである。これに加えて、スカラー・ヒッグズボソンは存在すると予想されているが、しかしまだ観察されておらず、そしてこの粒子に対する探索は、6.4節で議論された重要な話題である。

1970年の初期以来、粒子の物理学の歴史は、スタンダードモデルの電弱とQCDの両部分の証明が明確さを増していることを示している。この本は、多くの最も最近の正確な測定を紹介している。しかしながら、その非常な成功にもかかわらず、スタンダードモデルは1つの不完全な自然の記述であるという、広まった意見がある。電弱モデルとQCDは分離された理論であるが、しかしながら数学的には似通っており、そしてこのことは自然に“大統一理論”についての熟考の末の結論に導く。重力はなお、スタンダードモデルからはほど遠い。スタンダードモデルを超える多くの物理学の研究は、第6章で紹介されよう。

1.1.2 電弱統一

我々はここで電弱モデルの簡単な概要を紹介しよう。QEDのゲージ不変な性質の簡単な思い出とともに出発することが有用である。最も便利な形式主義は、質量 m の自由フェルミオ

ンに対するラグランジアン密度であり、次の形を取る

$$\mathcal{L}=i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi-m\bar{\psi}\psi \quad (1.1)$$

ここで、 ψ はディラックスピノール波動函数であり、 γ_μ はいつものディラック行列である。ディラック方程式は、オイラー・ラグランジ方程式の適用によって、方程式 (1.1) から得られる。4次元ポテンシャル A_μ によって記述される電磁場の存在において、いつもの

$$P_\mu=i\partial_\mu\rightarrow i\partial_\mu-qA_\mu$$

という置換がなされ、ここで q はフェルミオンの電荷であるが、QED に対して次のラグランジアンを導く

$$\mathcal{L}=i\bar{\psi}(\gamma^\mu\partial_\mu-m)\psi-q\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.2)$$

ここで、 $F_{\mu\nu}=\partial_\mu A_\nu-\partial_\nu A_\mu$ は場の強さのテンソルである。方程式 (1.2) の最初の項は、自由フェルミオンの運動エネルギーと質量を表わし、第2の項はフェルミオンと電磁場の間の相互作用を表わし、そして最後の項は、場の運動エネルギーを表わしている。方程式 (1.2) には光子の質量 (これは、もし存在すれば、 $\frac{1}{2}m^2A_\mu A^\mu$ という形を持つのであるが) に対応する項がないことに注意しよう。このことは、光子が質量を持たないことを示している。方程式 (1.2) (しかし方程式 (1.1) ではなく) は、局所ゲージ変換

$$\psi\rightarrow\psi'=\exp[iq\alpha(x)]\psi \quad (1.3)$$

のもとで不変な性質を持っている。ここで、 x は時一空座標を表わし、 $\alpha(x)$ は場所と時間の函数であり、その結果、ゲージ変換は時間と空間における、あらゆる点での任意の位相変換を表わす。同時に、電磁場は次のように変換する。

$$A_\mu\rightarrow A'_\mu=A_\mu-\partial_\mu\alpha(x) \quad (1.4)$$

QED の場合において、電磁場が方程式 (1.2) に現われるべき仕方は、古典的規則 $P\rightarrow P-qA$ に従うことによって定義される。他に取るべき方法は、人がゲージ不変の原理を仮定しえたことであり、そしてこのことが運動オペレーター $i\partial_\mu$ を、共変微分 $iD_\mu=i\partial_\mu-qA_\mu$ によって置きかえることを強いたことであろう。そして又、 A 場の関連付けられた変換性を示したことであろう。他の言葉で言えば、ゲージ不変を達成するために、よく定義された方法で、荷電粒子と相互作用する、 A 場 (光子) を導入する必要があるということであろう。そのような粒子はゲージボゾンと呼ばれている。我々を導く古典論のない、電弱理論の場合において、この第2の方法が採用され、そしてゲージ不変が、根底にある力学的原理として取られている。この原理に基づく最初の例は、ヤングとミルズの作とみなされる。

特に、スタンダードモデルにおいては、電弱相互作用は次の形の変換のもとで不変になると仮定される。

$$\psi\rightarrow\psi'=\exp\left[i\frac{1}{2}g'Y\alpha(x)\right]\exp\left[ig\sigma\cdot\Lambda(x)\right] \quad (1.5)$$

ここで g と g' は結合定数で、 σ は3個のパウリのスピン行列である。 $\frac{1}{2}$ という因数は慣習であり、方程式 (1.6) を通して、 Y の定義の中に生じている。最初のエクスポネンシャル項は、局所位相変化であり、ちょうど QED におけるように、弱いハイパーチャージと呼ばれる量子数 Y に作用する。一方、第2のエクスポネンシャルは $\Lambda(x)$ 軸のまわりの、弱いア

イソスピン I の局所的回転を表わす。これらゲージ変換は $U(1) \otimes SU(2)$ 群の要素を形成する。弱いアイソスピンの第3成分と、ハイパーチャージと電荷 Q （陽電子の電荷 e の単位で）は、次の公式で関係付けられる

$$Q = I_3 + \frac{1}{2} Y \quad (1.6)$$

表1.2に示されるような、第1のタイプのフェルミオンに対する量子数割当を持つ。左巻き状態 $\frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi$ と右巻き状態 $\frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi$ には、異なる量子数が割当られることに注意しよう。右巻きフェルミオンにはすべて $I = 0$ が割当られるので、それらは W ボゾンとの弱い相互作用に参加しない。左巻きの状態、 e_L^- と ν_e は $I = \frac{1}{2}$ の2重項の2つのメンバーを形成する（数学的に、スピン $\frac{1}{2}$ 粒子の2つの状態と同等である）。同様に、 u_L と d_L は2重項を形成するが、ここで d_L は4.7.1節で記述されるように、 d と s と b 状態の混合を表わす。ゲージ対称性は時には、 $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$ と書かれているが、下付き文字 Y は、 $U(1)$ 対称性がハイパーチャージに作用することを示し、下付き文字 L は $SU(2)$ 対称性が左巻き状態に適用されることを意味している。

Table 1.2. Electroweak quantum numbers of the first-generation fermions.
The other generations follow an identical pattern.

	I	I_3	Y	Q
ν_e	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	-1	0
e_L^-	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	-1
e_R^-	0	0	-2	-1
u_L	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$
d_L	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
u_R	0	0	$\frac{4}{3}$	$\frac{2}{3}$
d_R	0	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$

QED の場合におけるように、方程式 (1.5) の変換のもとで、ラグランジアンが不変になるという要求は、次の共変微分の導入を必要とする

$$D_\mu = \partial_\mu + i\frac{1}{2}g'YB_\mu + ig\sigma \cdot W_\mu \quad (1.7)$$

そしてこのように4個のゲージボゾンの導入を要求する——人は、ハイパーチャージと結合する B と、弱いアイソスピンの3つの成分と結合する3重項 W_1, W_2, W_3 をゲージボゾンと呼ぶ。この舞台で、すべてのボゾンは質量がない。質量を持った、2、3のゲージボゾンを与えるために、ヒッグズ機構が引き合いに出される。その最も簡単な形の中に、これは、 $\lambda > 0$ で、 $(\frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4)$ という形のラグランジアンでのポテンシャルエネルギー項に導く自己相互作用をするスカラー場 ϕ の導入を含む。 $\mu^2 < 0$ の場合において、 $\phi = 0$ についてポテンシャルは対称であるが、しかし ϕ のゼロでないある値で最小になる。摂動論の精神において、我々は真空を最低エネルギー状態として扱うべきであり、ヒッグズ場 ϕ に対してゼロではない期待値を

持つこの点について展開すべきである。もし他の粒子がヒッグズ場と相互作用するならば、そこで、それらが真空を通して伝播するとき、それらは相互作用の強さに比例した、見かけの質量を獲得するであろう（プラズマ中を伝播する光子が、それが有効なゼロでない質量をあたかも持つように光子が振舞うようにする電流を誘起する仕方と類似して）。ヒッグズ場との相互作用の強さは質量に比例しているに違いない。電弱理論の場合において、わずかに、もう少し複雑なヒッグズ機構の形が必要とされ、そこでは弱いアイソスピン二重項において、複素スカラー場が導入され、すなわち4つの分離した自由度が、導入される。

ヒッグズ機構の結果として、4つのゲージボゾン B 、 W^1 、 W^2 、 W^3 が質量の固有状態を形成するために混合される

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} [W_\mu^1 \pm W_\mu^2] \quad (1.8)$$

$$A_\mu = \cos\theta_w B_\mu + \sin\theta_w W_\mu^3 \quad (1.9)$$

$$Z_\mu = -\sin\theta_w B_\mu + \cos\theta_w W_\mu^3 \quad (1.10)$$

電弱混合角 θ_w が含まれている (θ_w は時にはワインバーグ角と呼ばれる)。角運動量との類似によって、 W^\pm 場は、明らかに弱いアイソスピンの第3成分の上げ、下げのオペレーターとして振舞い、そしてこのように、例えば e^- と ν_e の間の遷移を引き起こす；それらは、 W^\pm ボゾンを表わす。場 A_μ は光子を表わし、 Z_μ は中性電弱ボゾン Z を表わす。実行可能な理論のために、人は光子が QED から期待される正しい性質を持つように調整しなければならない。すなわち、光子が質量を持たないように、又それが電荷と結合しなければならないように、そしてそれが左巻きと右巻きのフェルミオンと等しく結合すべきように。もし光子の結合がフェルミオンの電荷、 Q_e に等しくなることを要求すれば、方程式 (1.7)、(1.9) そして (1.10) は次のようになることを示す

$$\begin{aligned} Q_e &= \frac{1}{2} g' Y \cos\theta_w + g I_3 \sin\theta_w \\ &= g' (Q - I_3) \cos\theta_w + g I_3 \sin\theta_w \end{aligned} \quad (1.11)$$

左巻きと右巻きのフェルミオンに対して I_3 が異なるので、結合間の重要な関係を導く I_3 の項はゼロにならなければならない。

$$g = \frac{e}{\sin\theta_w} ; g' = \frac{e}{\cos\theta_w} ; \frac{g'}{g} = \tan\theta_w \quad (1.12)$$

ミューオンの β -崩壊は、4次元フェルミオンによって、フェルミ相互作用を説明し (Fig1.3 の左の部分)、フェルミ結合定数 G_F の正確な測定を可能にする。Fig1.3 の2つのダイアグラムの比較によって、 G_F は W のレプトンに対する結合定数 g の2乗に比例し、 W の伝播関数 (運

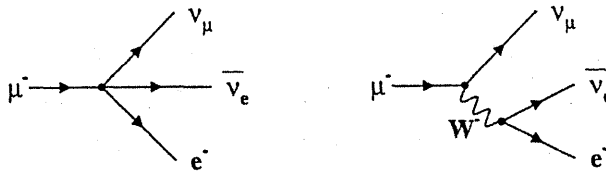


Figure 1.3. The β -decay of the μ^- , regarded as a four-fermion Fermi interaction (left) or in terms of W^- exchange (right).

動量トランスファーが省略しうる) から生ずる、 W の質量の 2 乗に逆比例する。正確な関数は、

$$G_F = \frac{g^2}{4\sqrt{2}m_W^2} \quad (1.13)$$

であり、ここで数値は G_F と g の習慣的な定義を反映している。光子が質量を持たないという要求は、ゲージボソンの質量間を導く。方程式 (1.9) と (1.10) は次の式を与えるように再調整されうる。

$$W_\mu^3 = \cos\theta_W Z_\mu + \sin\theta_W A_\mu \quad (1.14)$$

方程式 (1.14) の両辺に質量の 2 乗のオペレーター m^2 を作用して、 m^2 の期待値を計算して、 $(A|m^2|A) = 0$ (光子が質量を持たないことを確かめて) と $(A|m^2|Z) = 0$ (光子と Z は、直交質量の固有値なので) に注意すると次の式が与えられる：

$$\frac{m_W}{m_Z} = \cos\theta_W \quad (1.15)$$

さらに、フェルミオンに対する Z の結合が方程式 (1.7)、(1.9)、と (1.10) から次のようになることが予言される

$$-\frac{1}{2}g'Y\sin\theta_W + gI_3\cos\theta_W \quad (1.16)$$

これは方程式 (1.6) と (1.12) を用いて次の式を与えるように書きなおされる

$$\frac{e}{\sin\theta_W\cos\theta_W}(I_3 - Q\sin^2\theta_W) \quad (1.17)$$

I_3 は右巻き状態に対してゼロなので、 Z は異なる左巻きと右巻きの結合定数を持つ。 $Q = 0$ なので、 Z は右巻きニュートリノとは結合しない。(1.17) の括弧の中の表現は、左巻きと右巻きの結合、 g_L と g_R を与え、これらは時には、ベクトルとアクシアルベクトル結合、 $g_V = g_L + g_R$ 、 $g_A = g_L - g_R$ によって書かれ、次の表現を与える

$$\begin{aligned} g_V &= I_3 - 2Q\sin^2\theta_W \\ g_A &= I_3 \end{aligned} \quad (1.18)$$

ここで I_3 は左巻き状態のアイソスピンと考えられる。第 2 章で論じたように、より高次の過程についての思考はこれらの基礎的なリーディングオーダーの予言に複雑さを加える。

ワインバーグとサラームが最初に電弱理論を提案したとき、ヒッグズ機構によって誘起された低エネルギーでの対称性の破れにもかかわらず、理論はなおくりこみ可能であることが推測された。このことは最終的に 't Hooft によって、4, 5 年後に証明された。電弱理論の特徴的な予言は、とりわけ、中性の弱いボゾン Z の存在とくわしい性質である。1 つの新しい変数 θ_W のみが理論の中にあらわれ、そして Z のすべての性質が θ_W の 1 つの値と矛盾しないようにしなければならない、中性のスカラーヒッグズボゾン、 H 、が存在すべきことが又予言されている。ヒッグズ機構において、スカラー場の複素 2 重項が理論に導入され——関連する自由度のうちの 3 個は、 W^\pm と Z に対して (もしそれらが質量を持とうとするなら必要である) 縦方向の偏極状態を与えて吸収されるが、しかし他の粒子は実のスカラー粒子である。他の粒子に対するヒッグズボソンの結合は十分に予言されているが (質量に比例する)、しかしヒッグズボソンの質量それ自身は予言されていない。最終的に理論はゲージボソンの間の結合を予言する。これらは、 $SU(2)$ 対称群が非アベリアンなので生ずるが、このことは要素が互いに交換

しないことを意味している。結果として、ラグランジアンへの方程式 (1.7) の代入がなされたとき、 σ 行列の非可換性のために余分の項が生ずるが、このことは QED では起こらない。これらの項は、3 つ又は 4 つのゲージボゾン間の相互作用として説明されうる；例えば、Fig 1.4 に示されている、3 個のゲージボゾンの相互作用の点が生ずる。電弱理論のこの見地のテストは初期の舞台でなされ、主に LEP の第 2 の段階に対する仕事になっている——LEP II

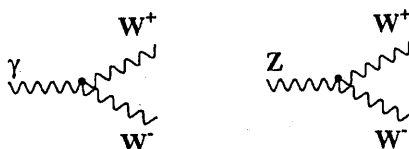


Figure 1.4. Triple gauge boson vertices which arise in the electroweak theory.

1.1.3 中性電流

電弱モデルが最初に提出されたとき、中性の弱いボゾンである Z に対する実験的証拠はなかった。すべての知られた弱い相互作用は W^\pm の交換によって説明され得た。この理由は簡単である——Z によって仲介され得たほとんどの過程は、光子によっても又仲介されうるし、又低エネルギーでの Z を交換する寄与は、Z の伝播関数によって強く抑制された。例外はニュートリノを含む過程であるが、なぜなら Z は $\nu\bar{\nu}$ を結合するが、一方光子はしないからである。しかしながら、ニュートリノ相互作用の研究は、1960年代にその幼籃期にあり、最初の弱い中性電流に対する結論的な証拠は、 $\bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^-$ という過程の 1973 年の観測までもたらされなかったが、そしてこの過程は Z によって仲介されなければならない。この観測は、電弱モデルの最初の大きな成功であった。電子と核子からのニュートリノ散乱における中性電流過程の研究はつづけられており、そしてなお、2.7.4 節において議論したように、LEP と SLC からの測定を補って、弱い相互作用変数の決定に意味のある役割を演じている。

光子の交換によって仲介されるあらゆる過程は、原理的に、Z によっても仲介されうるが、Z と γ の間の 1 つの重要な相違は、すなわち、前者はパリティの変換のもとで不変ではないことである。このように、パリティの破れの効果の観測は、低エネルギーにおける Z の小さな寄与を検出する可能な方法を与える。例えば、1 つの実験が SLAC でなされたが、ここでは、偏極していない重水素からの、縦方向に偏極した電子の非弾性散乱が研究された。この過程において、パリティを破る Z 交換の効果が、入射電子と放出電子の間の運動量トランスファーの 2 乗である、 q^2 、とともに増加するはずである、左巻きと右巻き電子の散乱に対する断面積

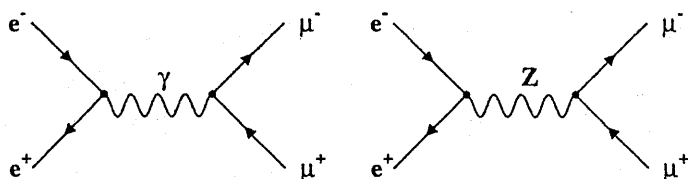


Figure 1.5. Feynman diagrams for electron-positron annihilation into a muon pair.

の間の小さな相違を引き起こすことになっている。約20GeVの電子ビームを用いて、 $10^{-4} (q\text{GeV}^{-1})^2$ の非対称性が観測され、これは電弱モデルからの期待値とよく一致している。Z交換によって起こされた、パリティの破れの小さな効果は、又、重い原子の光学的スペクトルにおいて観測されている。この場合におけるパリティの破れの特徴は、光学的回転である。

1980年代において、PETRAにおける e^+e^- 実験が γ -Zの干渉の効果を観測した。例えば、 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ という過程は光子又はZの交換によって仲介されうる。 $E_{\text{cm}} \sim 45\text{GeV}$ の最も高いPETRAエネルギーにおいて、断面積に対するZ交換の効果は適度であるが、しかし2つのダイアグラムの間の干渉は、生成された μ の角分布における意味のある非対称を導く。

1.1.4 Zの発見

1970年代において、Z (又は W^\pm) を直接生成する十分なエネルギーを持った加速器がなかった。1976年にCERNで、既存の450GeV超陽子シンクロトロン (SPS) を陽子-反陽子衝突器に変換するという、申出がなされた。これは、Fig1.6に示されている機構によって、Zを形成する十分なエネルギーが与えられるであろうし、そこではクォークと反クォークが融合してZを形成する (2重の線は、ビーム粒子の残りのスペクティターを表わす)。 W^\pm は類似的に、 $u\bar{d}$ 又は $d\bar{u}$ の融合によって生成される。衝突器へのSPSの変換は反陽子の貯蔵と冷却に対する技術開発を含む、すばらしい挑戦であった。それにもかかわらず、その企画は大きな成功であり、そして最初の $\bar{p}p$ 衝突が1981年に達成された。

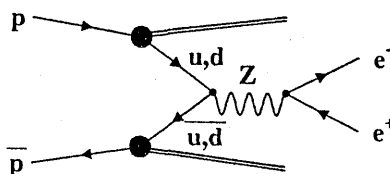


Figure 1.6. Mechanism for producing the Z boson in $\bar{p}p$ collisions. The double lines indicate remnants of the proton.

最初のWボゾンの実際の観察は、1982年後半に続き、そしてZは2、3ヶ月後に続いて観察された。 $\bar{p}p$ 衝突における弱いボゾンの生成は大変まれな過程であり——総非弾性衝突の約50mbと比べると、Z生成に対する断面積は約1nbである。 W^\pm とZのクォークへの崩壊は確認するのが大変むずかしい、これは、強い相互作用によるクォークの堅い散乱からの厳しいバックグラウンドのせいである。しかしながら、高遷移運動量の、 W^\pm とZの電子とミューオンへの崩壊は、明らかな特徴を与えるが、なぜなら高運動量レプトンは強い相互作用において、そうでなければ形成されそうにないからである。結局、CERN SPS衝突器は約200のZのサンプルを与え、類似の仕事が、テバトロン $\bar{p}p$ 衝突器において、より高いエネルギーで続けられている。Zについての結果は、LEPやSLCからの結果によって大きく取って代わられているが、しかし $\bar{p}p$ の結果はなお、 W^\pm の性質の測定に対して重要である。

1.2 電子-陽電子衝突器

素粒子物理学の我々の現代の理解の多くは、1960年代や1970年代の間の固定標的実験で得ら

れた結果に基づいている。これら実験において、粒子のビームは静止している標的に向って直進し、続いて起こる相互作用の生成物を目的にかなうように建設された検出器を用いて限られた立体角にわたって検出した。泡箱の場合において、標的は又、検出器の部分である。1970年代と1980年代において、衝突ビーム機は重要になっており、そして現代と、予測しうる将来において、最も主要な実験が衝突ビーム機にあらわれるであろう。

衝突ビーム機の大きな利点は、新しい粒子を生成するために、入手出来るエネルギーのもっとも多くが用いられ得ることである。不利益は、安定な荷電粒子のビームのみが用いられることであり、そして衝突の割合は $R = \sigma \mathcal{L}$ であることであるが、ここで σ は断面積で \mathcal{L} はルミノシティであり、これは、固定標的機よりずっと低い。今日の主要な衝突器は、 e^+e^- 、 pp 、 $\bar{p}p$ 又は e^+p である。陽子機は、シンクロトロン輻射損失が小さいので、もっとより高いビームエネルギーが達成されうるといふ利点がある。しかしながら、陽子のエネルギーのすべてが、基本的な、相互作用をするパートン（クォークとグルーオン）によって運ばれるのではなく、そして残りの陽子からの大量の興味の対称にならない破片が存在する。根底にあるパートンによって運ばれるエネルギーが事象から事象へと変化するので、陽子機はもっとよく発見するのに適している。なぜなら、陽子機は広いエネルギー領域を同時に探索するからである。電子機において、シンクロトロン損失によって、エネルギーは制限されている。しかしながら、すべてのエネルギーは素粒子に使われ、ビームの破片は存在しない。衝突ビーム器で生成された粒子は、固定標的機におけるよりもより等方的に分布する傾向があり、相互作用領域は、1.3節で議論したように、ほとんどの 4π の立体角にわたる検出器によって通常はおおわれている。

表1.3は主要な高エネルギー電子-陽電子衝突器のまとめである。そのような機械の現代的なタイプの第1は、カリフォルニアのスタンフォードの SPEAR であり、ここで J/ψ が連合で発見され、そして又 τ レプトンが発見された。ハンブルグの DESY の SPEAR と DRIS 機はチャームとチャーモニウム系の拡大した研究をした。他の機械のタイプはコーネルの CESR でありこれは DRIS の格上げされた変形であった。これらは主に $b\bar{b}$ の閾値のあたりで、特に $\gamma(4S)$ のエネルギーのところで操作された。B-メソンについての我々の詳細な知識は、CESR における CLEO 実験と、DRIS での ARGUS 実験からきている。しかしながら、 $\gamma(4S)$ で $\gamma(4S)$ の

Table 1.3. The major high-energy e^+e^- colliders. The energy refers to the maximum centre of mass energy except for the asymmetric b-factories where the two beam energies are given.

Machine	Dates	Energy (GeV)	Major experiments
SPEAR(SLAC)	1972—1990	8	Crystal, Ball, DELCO, MARK I, II, II
DORIS(DESY)	1973—1993	11.2	ARGUS, Crystal Ball, DASP, PLUTO
CESR(Cornell)	1979—	12	CLEO, CUSB
PETRA(DESY)	1978—1986	46.8	CELLO, JADE, MARK J, PLUTO, TASSO
PEP(SLAC)	1980—1990	30	DELCO, HRS, MAC, MARK II, TPC
TRISTAN(KEK)	1987—1995	64	AMY, TOPAZ, VENUS
SLC(SLAC)	1989—	100	MARK II, SLD
LEP(CERN)	1989—	192	ALEPH, DELPHI, L3, OPAL
PEP II (SLAC)	1999—	9+3.1	BaBar
KEKB(KEK)	1999—	8+3.5	BELLE

質量が B_s^0 の閾値より低いときに、 B^\pm と B^0/\bar{B}^0 のみが生成されうる。1978年と1990年の間で、46GeV にまで上ったエネルギー領域が DESY での PETRA リングとスタンフォードでの PEP リングにおける、4つ5つの実験によって検索された。この時間の多くは、 t -クォークの成功しない探求における最も高い可能なエネルギーでの操作についやされたがしかし、最初の詳細な電弱測定とグルーオンの発見を含む多くの重要な実験がなされた。次の QCD の詳細な研究とクォークのハドロン化は、今日、モンテ・カルロ発生元に拡張して用いられた、微細化モデルの基礎を形成する。 t -クォークの探求と Z を追跡する電弱物理学の研究は、日本の KEK での TRISTAN 衝突器で続けられた。次の世代の機械は、この本の主題を形成し、より詳細に以下に記述されている、CERN の LEP とスタンフォードの SLC であった。CESR は上の階級になっており、運転を続けているが又、上の階級の機械は SLAC では PEP II が、又、KEK では KEKB が計画されており、 b -クォーク・セクターによって、CP の破れを研究する最初の目的を持って、非対称的 b -工場として操作される。電子一陽電子機の長期の将来、4、5百 GeV で操作されている線型衝突器とともに位置しており、4つ、5つの実行可能な研究が現代進行中である。

1.2.1 LEP

Large-Electron-Positron 貯蔵リング (LEP) の設計に対する研究が1976年にはじまり、そして最初の実際的な設計が1978年に公にされた。もともと機械はビームごとに70GeV のエネルギーを持ち、22km の円周を持つように計画されていた。1978年の間に、機械の大きさを大きくし、そしてビームごとのエネルギーを90GeV に増加することが決定された。使えるときに、超伝導 RF キャビティを用いると、これら機械のどれもが100GeV から130GeV に達することが許されたであろう。大きな機械の研究は、1979年に完成され、そして、 Z があると予言された領域を探索することを要求する、最終の RF の部分のみによって、その企画が舞台で進行するであろうことを心に描いた。

LEP の工事は1983年に始まり、1988年に完成した。企画は、26.67km の主リング、4つの実験のための洞窟、18の穴、3 km の補助のトンネルと約60の部屋とアルコーブの工事を含んでいた。トンネルの平面は1.4%傾斜しており、これは、地下洞窟とほとんどの主リングが固い岩の中にあることを確実にし、アクセスシャフトの深さを制限するためである。地下の仕事に加えて、8つの敷地に71の地表のビルディングが建設された。

Fig1.7は LEP と CERN の敷地にある既存の加速器と設備の間の図式的な関係を示している。LEP 投入系は、3.5GeV の e^+e^- シンクロトロン役割を果す CERN の陽子シンクロトロン (PS) に投入する600MeV の電子一陽電子アキュムレーター (EPA) を付随する、200MeV と600MeV の2つの線型加速器によって構成されている。PS は20GeV の LEP に投入する、CERN の超陽子シンクロトロン (SPS) に投入する。LEP が作動している間、PS と SPS は、SPS の固定標的操作を平行して続けることを許容して、陽子とともに電子と陽電子の両方をインターリーブする。

LEP は3368の湾曲磁石、816の集中する4極磁石、504の集中する6極磁石と700の調整磁石

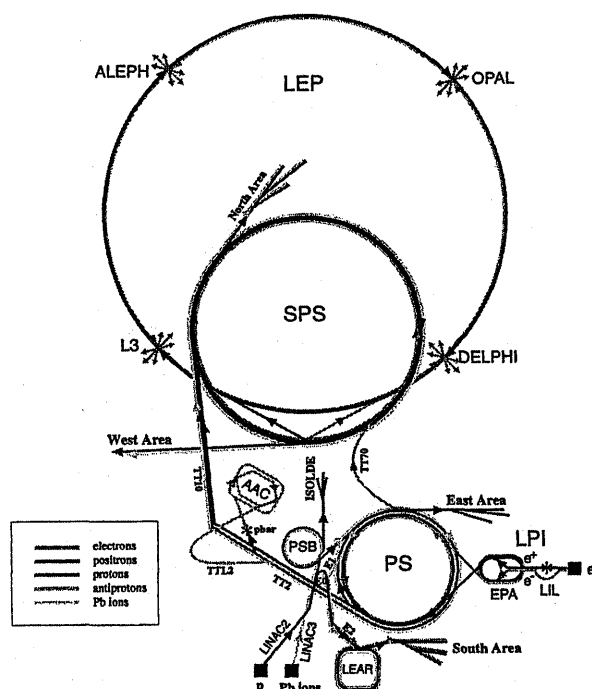


Figure 1.7. Schematic layout (not to scale) of the CERN accelerator complex.

を持っている。加速系は、もともと、それぞれの工率が1 MWである16のクライストロンによって電力を供給される、128の銅のRF空洞によって、構成されている。データーを取ることは、Z ピークにおける初期段階 (LEP I) で約90 GeV の質量の中心のエネルギーに対して計画され、後年、 W^+W^- の閾値である約200 GeV に拡張された (LEP II)。機械の中で e^+ と e^- のそれぞれ4つのバンチとの、バンチの交差率は約45 kHz である。期待されるルミノシティは $O(10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$ であり、ピークでのZの生成と崩壊から事象割合0.3 Hzを与える。

最初の LEP へのビームの入射は1989年7月14日になされ、そして最初の衝突が1989年8月13日に起こった。これにつづいて、先導的な物理学の検出器の点検をする実験が運転された；この作動の間に20個のZボソンを観察した。最初の LEP 物理の作動は、1989年9月20日に始まった。LEP は、1989年から1995年10月まで、Zに近いエネルギーで操作された。大きな時間の断片が、断面積が最大で、事象の最大数が集められる、Zの質量 (ピークデーター) に非常に近いエネルギーでついやされた。残りの時間は、Zの質量 $\pm 3 \text{ GeV}$ の範囲内で、異なる質量の中心のエネルギーでの走査についやされた。これらピークではないデーターは、主にZの中の決定に用いられ、そして前方後方非対称のような変数のエネルギー依存性の点検に用いられた。

1995年に60の超伝導空洞が設置され、そして1995年11月には、LEP エネルギーは130 GeV 近くまであげられた。この時期のデーターは、LEP 1.5として、普通、参照されている。この時期の終りに、さらなる84の超伝導空洞が設置され、そして1996年に LEP II が、初期には W^+W^- の閾値である161 GeV の近くで、後には172 GeV で、総計272の超伝導空洞が1998年までに設置

され、192 GeV の近くのエネルギーが達成されるのが認められた。200 GeV までのさらなる上昇が1999年までに可能となるだろう。LEP 作動の日付けは、表1.4にまとめられている。

Table 1.4. Summary of LEP running. Peak refers to running at centre of mass energies within a few MeV of the Z peak. Scan refers to energy scans at several energies on and within a few GeV of the Z peak. The integrated luminosity and number of hadronic events are approximate values per experiment. In 1996 there was also a small amount of running at the Z peak for calibration purposes which is not included in the summary.

Phase	Year	Energy	$\int \mathcal{L} dt$ (pb^{-1})	Events (1000s)
LEP 1	1989	Scan	1	29
	1990	Scan	7	148
	1991	Scan	14	346
	1992	Peak	25	766
	1993	Scan	35	752
	1994	Peak	56	1708
	1995	Scan	35	727
Total			173	4476
LEP 1.5	1995	130-136	5	1.5
LEP II	1996	161	10	1.3
		172	10	1.2

1.2.2 SLC

LEP の機械は、2つの逆方向に回転するビームを持つ、電子-陽電子衝突器としての役割を果たす、慣例の電子シンクロトロン貯蔵リングであり、そして実験が収容される4つの交差する領域で衝突する。Stanford Linear Collider (SLC) は、より並はずれた機械であり、これは、既存の3 km 線型加速器を50 GeV の電子と陽電子のビームを生成させるのに使用している。2つの曲った、長い磁石のアーキは、線型加速器の終点から分離された電子と陽電子のビームを精巧な集中系を通して、Fig 1.8に示されているような、単一の衝突点へ運ぶのに用いられる。一方、LEP において、衝突する前にビームは何回も循環し、そしてSLCは単一通路の衝突器であり、ビームはこれを用いた後では、再び循環することはない。結果的に、満足出来るルミノシティを達成するために、そしてそれ故又、満足のいく事象割合を達成するために、ビームの大きさは、LEP と2つのビームの整列において、もっとより正確であるために、より小さくしなければならない。

SLC の建設は1983年に始まり、1989年に完成した。初期的に、一段階上の変形検出器であるMARK II が設置された。これは、目的にかなった検出器SLDにとって代られた。初期的にSLCによって達成されたルミノシティは、期待されていた値よりずっと低く、多くの改良がなされたにもかかわらず、総ルミノシティはLEPにおけるよりずっと低い値にとどまった。しかしながら、SLDは、ずっと低いルミノシティにもかかわらず、ある物理学の領域において、LEPと競争的な値にとどまることが許されるという、2つの独特な特徴を持っている。小さなビームサイズは、検出器要素を相互作用点により近く設置することを許し、補助的な相互作用点の再建設に対する外挿された誤差の縮小に帰する。最も重要なのは、2.6節に記述されているように、偏極電子ビームを用いて、Zの研究を可能とする、偏極電子源が1992年に導入され

電子からのバックグラウンド水準と、ビームからの制動輻射光子のバックグラウンド水準は低い。Z ピークにおいて、 e^+e^- 消滅事象の角分布は $(1 + \cos^2\theta)$ のように、近似的に変化するが、ここで θ はビームの方向から測った角度である。

これらの思考は、次の高度に望ましい、検出器での性質を導く：

- ・ 2つの飛跡のよい分解能で、すべての帯電飛跡の運動量の検出と測定；
- ・ それらの寿命が崩壊長 $O(100\mu m)$ を引き起こすので、 τ レプトンと b クォークと c クォークが確認されることを可能にする、相互作用点の近くでの位置の測定；
- ・ 電子、ミューオンそしてハドロンを含む荷電粒子の確認、それらがジェット中にある場合にも；
- ・ 中性粒子（光子、中性子そして K_L^0 ）の検出とエネルギー測定；
- ・ ビーム管に近い、非常に小さな領域から離れると空孔がない；
- ・ 一様な検出効果と可能なだけの立体角に渡る測定の正確さ；
- ・ ルミノシティの測定。

これらの性質は、たくさんの機能的に異なる補助検出器から、多重層をなす検出器を建設することによって満たされる。以下に述べられる事柄を含む補助検出器の一般的な建設：磁場の中にある追跡検出器は、エネルギー損失と多重散乱が運動量を測定する前に無視されるように、相互作用点に近づけられねばならない；粒子の確認は追跡検出器の役目でなければならないし、又その結果として起こる；熱量測定は、電磁的粒子とハドロンの確認に必要とされる（電磁的熱量測定が第1である、なぜなら熱量測定器に用いられた物質の放射長はハドロンの相互作用長よりもかなり小さいからである）；検出の最終の層は、逃げてゆく粒子、その大半がミューオンであるが、の確認を助けるのに必要とされる。

これら制限の範囲内で、意味ある変形が可能であるがしかし、全体的な大きさはやや簡単な思考によって再び決定される。すべての共同制作者が、この接近を採用したので、最も適当な幾何学的配列は円筒の樽の部分への間隔（これは磁場を与えるソレノイドを含む）と端のふたであるように見える。特に、この配列は、すぐれた角度の適用範囲を与え、一方持続するために、検出器の内部への相対的な簡単な通路を認める。ソレノイドは、樽の全長に伸ばされ、大きな中央の体積にわたって、一様な場を与える。ALEPH と DELPHI は、それぞれ1.5Tと1.2Tの場を与える超伝導コイルを用い、一方、L3とOPALとSLDは、それぞれ0.5Tと0.435Tと0.6Tの場を持つ、普通の常温のコイルを用いる。

ビームパイプは半径2.3cmで、そして典型的に半径100～150mmまで拡大された高精能の追跡検出器によって囲まれている。そこで、主な追跡室は、運動量の測定を正確にするために、半径は2mと3mの間に拡大された。他の専門的な検出器、ソレノイドとあらゆる電磁的熱量計は、典型的に半径をもう1m縮めて、それに続いて、ハドロンシャワーを収容するために約1mの部厚さのハドロン熱量計がある。最後に検出器から出てゆくミューオンを捕える部屋がさらに0.5m拡大される。最終結果は、直径10mの検出器である。検出効果の一様性の要求と、すべての角にわたる測定の正確さは又、10mの総長さに帰する。

上の議論は、すべての検出器が大変よく似ていると考えてもよさそうであることを示している。

異なる物理学の見地に対して、彼等の検出器を最大限に活用するために、種々の協同制作による決定は、意味のある変化を産み出した。次の節に、それぞれの協同制作の主要な補助についての非常に簡単な概要が与えられている。典型的なこれらの配列は、Fig1.9に示されている。

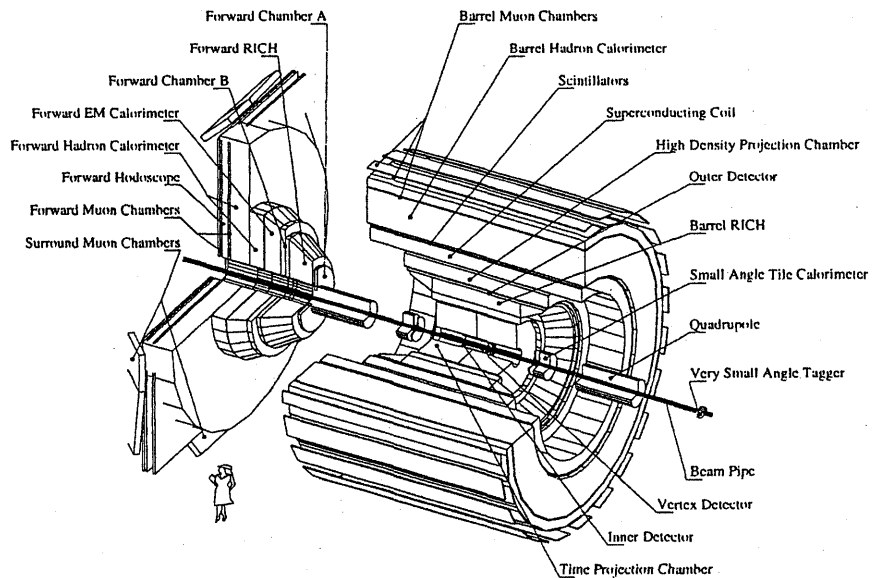


Figure 1.9. Schematic layout of the DELPHI detector with an endcap separated from the barrel.

明らかな理由で、ビームの方向に沿う、Zの方向を持つ円筒座標が、その検出器を記述するのに最も役に立つ。そこで、 γ は軸からの半径の大きさであり、 ϕ はビームに垂直な平面内における角度である ((γ, ϕ) 平面)。

参考文献

Electron-Positron Physics at the Z

M. G. Green, S. L. Lloyd, P. N. Ratoff, D. R-Ward 著

Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia 出版

(原稿受理 2001年11月30日)